ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 3 MAI 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

MÉTÉOROLOGIE. — *Sur une averse de météorites mentionnée dans la Bible.* Note de M. **Jean Bosler**.

On s'est souvent demandé quel avait bien pu être le phénomène objectif ayant donné naissance à ce qu'on est convenu d'appeler le *miracle de Josué*, l'arrêt apparent du Soleil dans sa marche diurne, au cours d'une bataille entre les Israélites et les Chananéens ([1]).

Il n'est que trop facile en pareil cas de traiter de légendes sans fondement des textes consacrés par une longue tradition : peut-être conviendrait-il tout au moins de les examiner d'un peu près.

Si nous nous reportons au passage en question de l'Écriture, nous voyons qu'il ne paraît pas y avoir eu nécessairement un arrêt effectif du Soleil sur la sphère céleste, ce qui eût impliqué une interruption de la rotation terrestre, mais plutôt une simple prolongation de la durée du jour, prolongation seule nécessaire à l'achèvement de la victoire de Josué. Flavius Josèphe ([2]), l'historien profane le plus ancien ayant traité de cette époque, ne parle d'ailleurs que d'une durée exceptionnelle du jour, sans faire aucune allusion à un arrêt quelconque du Soleil, et ce silence mérite d'être signalé.

Or la Bible nous dit expressément que peu auparavant (le jour même sans doute) une abondante grêle de grosses pierres s'abattit sur les Chananéens et fit parmi eux de nombreuses victimes. Il ne peut guère s'agir que d'une grêle de météorites ([3]), analogue par exemple à celle tombée à Pultusk en Pologne,

---

([1]) *Livre de Josué*, Chap. X, pp. 11-15.

([2]) *Histoire ancienne des Juifs*, Traduction J. A. C. Buchon, Paris, *Panthéon littéraire*, 1858, p. 111.

([3]) Certains commentateurs ont voulu voir là une *grêle*, au sens propre du mot, c'est-à-dire de grêlons. Mais le texte porte « une grêle de grosses pierres ». L'opinion ci-dessus, qui ne repose manifestement sur aucun fondement sérieux, vient probablement de l'ignorance où l'on était assez généralement jusqu'en ces derniers temps, de la réalité des averses de météorites.

le 30 janvier 1868, où plus de 100 000 pierres ont couvert toute une région de nombreux aérolithes dont la plupart des musées possèdent des échantillons. Mais ces chutes de pierres s'accompagnent parfois (et c'est là pour nous le point important) de *nuits claires*, c'est-à-dire d'une prolongation inaccoutumée de la durée du jour.

Ce fut le cas en particulier pour l'essaim de météorites tombé en Sibérie, le 30 juin 1908, essaim dont la chute, peu remarquée à l'époque, a été, à partir de 1927, l'objet de nombreuses enquêtes sur les lieux et auprès des témoins oculaires (4). Une aire considérable, de 40^{km} de diamètre, de la forêt sibérienne fut ainsi dévastée et criblée de cratères de diamètres variés pouvant aller jusqu'à 50^{m}, tandis que les arbres étaient partout jetés à terre et incendiés par la cime. Le jour suivant, une *nuit claire* se produisit (5), en raison sans doute de la diffusion dans la haute atmosphère de poussières solides entraînées par l'essaim (6) ou soulevées par la catastrophe. Le phénomène fut si remarquable qu'on l'observa à peu près partout en Europe (en France, en Belgique, en Angleterre, en Allemagne, en Russie, etc.), *sans bien entendu en soupçonner la cause*, qui ne fut connue que vingt ans après. Les journaux scientifiques de cette année-là (7) suffisent à attester la sensation provoquée dans les milieux les plus divers par l'étrange durée du crépuscule constatée le soir du 30 juin 1908 et la nuit d'après.

Des phénomènes analogues s'étaient au surplus manifestés sur toute la Terre en 1883, lors de l'éruption volcanique du Krakatau, ainsi que dans d'autres cas semblables (8), et avaient été en Europe l'objet d'études importantes.

A la lumière des faits qui précèdent, nous croyons donc pouvoir conclure

---

(4) Cette averse de météorites a donné lieu, depuis 1927 (date de la première expédition en vue d'en retrouver les traces), à beaucoup de publications. Nous nous bornerons à renvoyer au *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 56, 1930, p. 287 et 60, 1934, p. 505, articles de K. J. W. Whipple. Voir aussi, même Recueil, 60, p. 493, l'article de I. S. Astapowitsch. Et encore R. Bernson, *L'Astronomie*, 51, 1937, p. 42.

(5) On ne peut attribuer cette luminosité anormale de l'atmosphère à une aurore boréale : il n'y eut ni scintillation, ni vagues lumineuses; il n'y eut surtout pas de perturbation magnétique, comme c'est *toujours* le cas pour les aurores boréales.

(6) Un essaim de météorites, selon toute apparence, n'est autre chose qu'une petite comète. Il se pourrait fort bien, comme le suggère M. Whipple, que les poussières de la tête et de la queue se soient répandues, au moment du choc, dans la haute atmosphère (l'étude de la trajectoire de l'essaim est en tout cas d'accord avec cette hypothèse). Mais il est aussi possible que les poussières, venues du point de chute, aient été entraînées par les courants aériens de la stratosphère, comme lors de l'éruption du Krakatau.

(7) *L'Astronomie*, 22, 1908, p. 375.

(8) Notamment celui de l'éruption volcanique de l'île Julia dans la Méditerranée, près de Pantellaria, dans les premiers jours de juillet 1831 (G. Tissandier, *Comptes rendus*, 98, 1884, p. 317).

qu'il se pourrait fort bien que l'exceptionnelle durée du jour, lors de la bataille rapportée dans le livre de Josué, n'ait été que la conséquence directe de la chute de pierres météoriques survenue au même endroit peu de temps auparavant.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Constantin Levaditi, Pierre Lépine et Jean Verge. *Les Ultravirus des maladies animales.* En collaboration avec MM. Jacques Bailly, Lucien Balozet, Georges Blanc, Paul Bonét-Maury, Alfred Boquet, Jules Bridré, Georges Curasson, André Donatien, Ed. Dujardin-Beaumetz, G. M. Findlay, Pierre Goret, Pierre Grabar, Maurice Guérin, Marcel Guillot, Henri Jacotot, J. Lafforet, Félix Lestoquard, Jean Levaditi, Charles Oberling, André Paillot, A. Staub, Achille Urbain, Henri Velu, Jean Vieuchange (présenté par M. E. Leclainche).

M. **François Maignon** adresse un rapport sur l'emploi qu'il a fait d'une subvention accordée snr la *Fondation Loutreuil* en 1942.

M. **Philippe Lasseur** adresse un rapport sur l'emploi qu'il a fait d'une subvention accordée sur la *Fondation Villemot-Carrière* en 1942.

HYDRAULIQUE. — *Fermeture d'une vanne papillon à la suite d'une rupture des organes de commande.* Note (1) de M. **Léopold Escande**, transmise par M. Charles Camichel.

Nous avons précédemment (2) considéré le cas d'une vanne papillon, placée à l'extrémité aval d'une conduite de vidange et débitant librement dans l'atmosphère. Nous supposons aujourd'hui la vanne montée directement sur le barrage, de telle sorte que sa fermeture n'engendre pas de surpression.

Nous supposons donc la pression y existant immédiatement en amont de la vanne constante et égale à y_0, cependant qu'à l'aval règne la pression atmosphérique, de telle sorte que le couple de fermeture C ne dépend que de la position de la vanne repérée par un certain angle θ; on a

$$C = y_0 f(\theta), \tag{1}$$

la fonction $f(\theta)$ pouvant être déterminée par des essais sur modèles réduits (3).

---

(1) Séance du 28 avril 1943.

(2) *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 285.

(3) D. Gaden, *Schweizer Bauzeitung*, 21 et 28 mai, 4 juin 1938.

1° Pour déterminer la loi de fermeture de la vanne, on peut appliquer une méthode de calcul de proche en proche calquée sur celle qui a été indiquée dans notre précédente Note : le temps étant partagé en intervalles de durée arbitraire Δt, θ_{n-1}, ω_{n-1} désignant les valeurs de θ et de la vitesse angulaire de la vanne $\omega = (d\theta/dt)$ au début du $n^{\text{ième}}$ de ces intervalles, C_{n-1} la valeur correspondante de C calculée au moyen de la relation (1), I le moment d'inertie de la partie tournante de la vanne, libérée par la rupture des organes de commande, on a sensiblement

$$\Delta\omega = \frac{C_{n-1}}{I}\Delta t,$$

$$\omega_n = \omega_{n-1} + \Delta\omega,$$

$$\theta_n = \theta_{n-1} + \left(\omega_{n-1} + \frac{\Delta\omega}{2}\right)\Delta t.$$

θ_n, ω_n étant ainsi connus, et, par suite, C_n, on étudie de la même façon l'intervalle suivant, et ainsi de suite, de proche en proche.

On trouve, par cette méthode, avec $\Delta t = 0{,}015$ sec., une durée totale de fermeture $T = 0{,}2018$ sec., pour le cas particulier d'une vanne pour laquelle

$$\theta_0 = 30 \text{ degrés}, \qquad I = 283 \text{ kg/m}^2, \qquad y_0 = 30 \text{ m}.$$

La fermeture complète correspond à $\theta = \theta_f = 80$ degrés.

2° On peut également appliquer une méthode d'intégration graphique; on a, en effet,

$$C = y_0 f(\theta) = I\frac{d\omega}{dt} = I\frac{d\omega}{d\theta}\frac{d\theta}{dt} = I\omega\frac{d\omega}{d\theta},$$

ou

$$\frac{I\omega^2}{2} = y_0\int_{\theta_0}^{\theta} f(\theta)\,d\theta,$$

puisque pour $t = 0$ on a

$$\omega = 0, \qquad \theta = \theta_0.$$

Une série de mesures au planimètre donne alors les valeurs successives de ω en fonction de θ. On en déduit la courbe

$$\omega(\theta) = \frac{d\theta}{dt}.$$

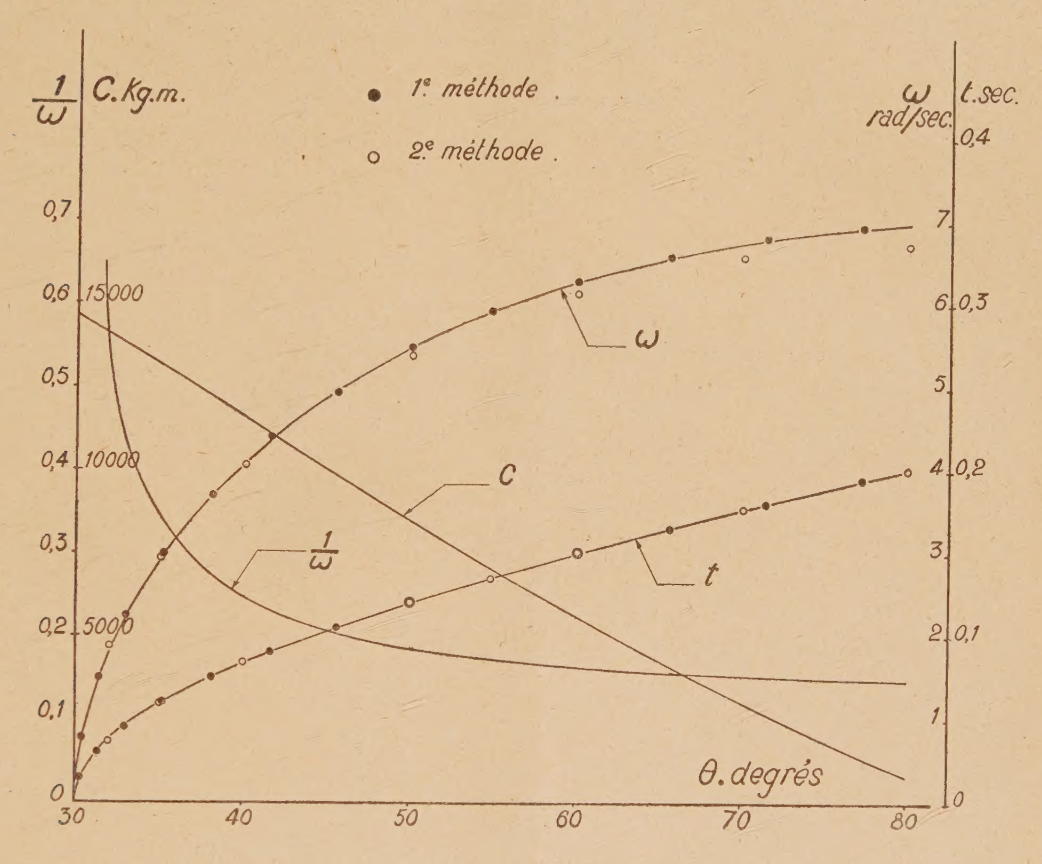
La relation

$$t = \int_{\theta_0}^{\theta}\frac{d\theta}{\omega(\theta)}$$

permet alors, par de nouvelles mesures planimétriques, la détermination des valeurs de θ en fonction du temps, c'est-à-dire de la loi de fermeture.

La figure montre l'application de cette méthode au cas particulier déjà examiné. On trouve, pour la durée totale de la fermeture complète, une valeur $T = 0{,}2029$ sec.

Une petite difficulté se présente, dans le calcul de t, du fait que, pour $\theta = \theta_0$, on a $(1/\omega) = \infty$, ce qui s'oppose à la mesure planimétrique de l'aire dans la portion initiale de la courbe, entre θ_0 et une certaine valeur θ_1. On évalue



facilement cette aire par le calcul, en admettant que, dans l'intervalle de θ_0 à θ_1, le couple C reste sensiblement constant : le mouvement du papillon est alors uniformément accéléré et l'aire correspondante a pour valeur

$$\sqrt{\frac{2\mathrm{I}}{\mathrm{C}}}\,(\theta_1 - \theta_0),$$

la valeur constante de C étant déterminée par la condition

$$\frac{1}{\omega_1} = \frac{1}{\sqrt{\frac{2\mathrm{C}}{\mathrm{I}}\,(\theta_1 - \theta_0)}},$$

ω_1 désignant la valeur de ω, pour $\theta = \theta_0$.

ASTRONOMIE PHYSIQUE. — *Sur la frange sombre cernant la calotte polaire australe de la planète Mars en* 1939 *et les phénomènes de contraste.* Note [1] de M. **Gérard de Vaucouleurs**, présentée par M. Aimé Cotton.

I. La bordure sombre qui paraît souvent entourer l'une ou l'autre des brillantes calottes polaires martiennes a donné lieu à deux interprétations : l'une considère cette frange comme un phénomène réel et particulièrement significatif du cycle saisonnier planétaire, l'autre n'y voit au contraire qu'une apparence illusoire provenant d'un effet de contraste subjectif dû à l'éclat contigu du Cap polaire [2].

II. A l'aide du réfracteur de $0^m,20$ de l'observatoire du Houga, j'ai coté, en 1939, l'éclat des diverses régions martiennes dans une échelle définie et étudiée par ailleurs [3]. La relation approximative entre les cotes T et la brillance apparente b est

$$T = 2,00 - 8 \log b, \tag{1}$$

si $b = 1$ est la brillance moyenne assez bien définie des zones continentales.

Les cotes ont été corrigées des effets de l'absorption et de l'agitation atmosphériques (*loc. cit.*, pp. 30 à 54).

III. Le tableau donne, avec la longitude héliocentrique η et la largeur apparente de la frange, les cotes du Cap polaire Sud et de la frange sombre (erreurs moyennes $\pm 0,17$ et $\pm 0,25$ cote).

Date 1939.	η.	Cap T_1.	Frange sombre T_2.	Frange sombre largeur.
Mai 21...	262	0,6	4,9	L ou inv.
23...	263	0,3	4,6	L, v
27...	265	0,4	7,1	M
31...	268	0,8	4,2	L, v
Juin 10...	273	0,1	–	Inv
Juill. 2...	286	0,3	7,3	E
3...	287	−0,3	8,7	E
18...	297	−0,3	–	E
24...	300	0,0	7,3	E
26...	301	0,0	–	E?
27...	302	0,1	6,2	E
Août 7...	308	0,0	7,6	E
Août 9...	309	−0,2	8,0	M
10...	310	0,8	–	E
18...	315	0,1	8,0	M
25...	319	0,1	8,7	E
26...	320	−0,2	8,1	E
27...	320	0,0	7,0	E
31...	322	0,0	7,2	E
Sept. 26...	340	0,3	–	Inv
27...	340	0,1	–	Inv
29...	342	0,5	–	Inv
Oct. 2...	344	0,1	5,1	L, v

L, large; inv, invisible; v, vague; M, moyenne; E, étroite.

---

[1] Séance du 5 avril 1943.

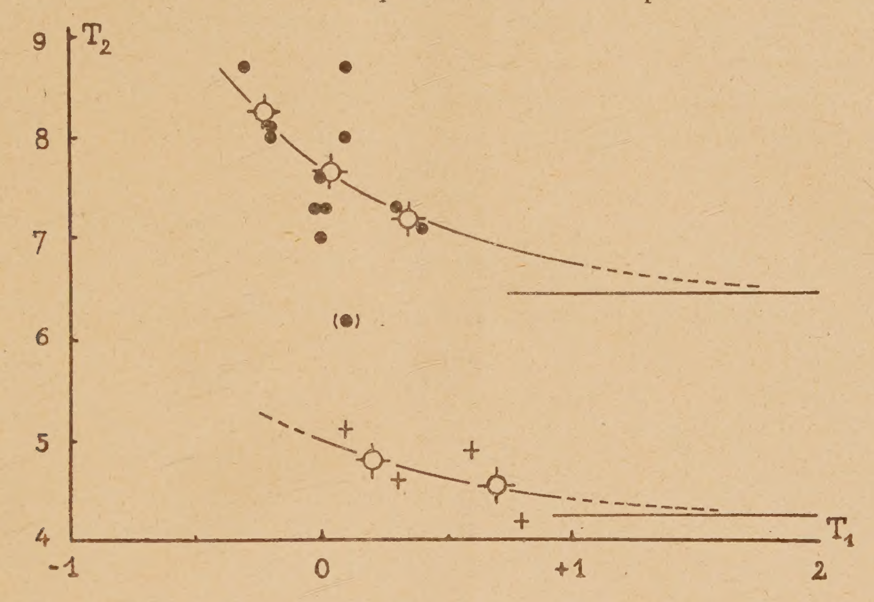
[2] G. Fournier, *Bull. Soc. Astr. France*, 53, 1939, p. 349; E. M. Antoniadi, *La planète Mars*, 1930, p. 38.

[3] *Annales Obs. Houga*, 1, 1, 1942, pp. 18 à 29.

IV. Le diagramme de distribution $T_2 = f(T_1)$ montre que :

1° Les observations se répartissent en deux groupes :

a. Cotes $T_2 \leqq 5,1$. Ce groupe se rapporte à des aspects plus ou moins confus, larges de 5 à 10 degrés aérocentriques et relativement peu intenses.



b. Cotes $T_2 \geqq 7,0$. Les observations de ce groupe concernent une bordure très sombre, nette, et large de 3 ou 4 degrés seulement. La visibilité de cette frange est limitée au milieu du printemps austral ($\eta = 287$-$322°$).

L'existence, pour un même éclat de la calotte polaire, de ces deux groupes distincts, séparés par un intervalle vide de 2 cotes [4] et leur comportement caractéristique en fonction du temps, paraît déjà indiquer que la frange sombre étroite correspond à un phénomène planétaire réel.

2° Dans chaque groupe, la cote de la frange augmente nettement lorsque celle du Cap diminue : autrement dit, la frange sombre paraît, au moins statistiquement, d'autant plus sombre que l'éclat moyen de la calotte polaire est plus élevé, ce qui manifeste clairement la présence d'un effet de contraste. Les quelques points relatifs à la fausse frange et la connaissance de la cote limite, voisine de 4 ou 4,5, trouvée pour les mêmes régions après le retrait de la calotte polaire, permettent de tracer une courbe d'interpolation et de l'extrapoler sans grande erreur jusqu'aux cotes voisines de $T = 2$ pour lesquelles l'effet de contraste devient négligeable :

V. La cote vraie de la frange sombre ainsi dépouillée de l'effet de contraste est voisine de 6,5. Le fond normal des régions sur lesquelles la frange se

---

[4] L'exception du 27 juillet n'est qu'apparente et due à un léger voile atmosphérique martien parfaitement caractérisé qui affaiblissait à ce moment une partie des régions sombres de l'hémisphère austral de la planète.

développe étant de cote 4,5 tout au plus, c'est donc un assombrissement réel de 2 cotes au moins qui doit être attribué à la frange sombre, la brillance apparente passant au moins, d'après la relation (1), de 0,49 à 0,27 environ. L'effet de contraste n'introduit qu'un assombrissement supplémentaire d'un peu plus d'une cote en moyenne, réduisant la brillance apparente à 0,20 environ.

Ces résultats montrent donc que la frange sombre des calottes polaires de Mars est un phénomène réel, mais exagéré par effet de contraste.

ÉLECTRICITÉ. — *Bobine démontable pour mesures magnétiques au pont alternatif*. Note de M. **Maurice Fallot**, présentée par M. Aimé Cotton.

Les bobines usuelles, à noyaux démontables réalisés par assemblage de tôles deux à deux, ont un entrefer variable, d'où une perméabilité apparente ([1]) mal définie; en outre, pendant le montage, les tôles subissent des efforts qui modifient leur état moléculaire, et le procédé est inapplicable à l'étude d'alliages à haute perméabilité, très sensibles aux déformations mécaniques.

Les bobines annulaires, enroulées manuellement ou mécaniquement, ne sont jamais exemptes de défauts, leur confection nécessite une technique délicate, et les résultats ne sont rigoureusement reproductibles qu'au prix de calculs assez compliqués.

Nous avons réalisé une bobine démontable permettant l'étude de noyaux en forme d'anneaux, qu'ils soient massifs, ou en rubans, en fils ou même en poudres comprimées. Le bobinage, en fil d'argent écroui, est constitué par 48 demi-spires mâles de $1^{mm},7$ de diamètre qui s'ajustent dans le même nombre de demi-spires femelles de 2^{mm} de diamètre extérieur. Le contact est assuré sur une longueur de 2^{mm}. Chaque moitié du bobinage est complètement enrobée dans une galette cylindrique en matière isolante (plexiglas). L'assemblage et le démontage s'opèrent par simple translation grâce à des axes, solidaires des cylindres en plexiglas, constitués en laiton amagnétique, et coulissant l'un dans l'autre sans rotation possible. La longueur moyenne d'une spire est 45^{mm}, et le diamètre moyen du tore théorique servant de support à l'enroulement est 50^{mm}. L'ensemble a une hauteur de 60^{mm} et un diamètre de 100^{mm}. Ce dispositif permet l'étude de tores à section rectangulaire de 40^{mm} de diamètre intérieur, 10^{mm} d'épaisseur et 11^{mm} de haut. Un blindage en fer électrolytique recouvert de cuivre, avec passages pour les amenées de courant et pour deux couples thermoélectriques, permet d'effectuer des mesures à températures variables, pratiquement de 0 à 40°C.

([1]) La perméabilité apparente est définie par

$$\mu_{app} = \frac{\mu}{1+\beta\mu} \qquad \text{avec} \quad \beta = \frac{\text{longueur de l'entrefer}}{\text{longueur du circuit dans le fer}}.$$

Les caractéristiques de la bobine sans noyau, mais avec blindage, ont été mesurées en haute fréquence, de 4 à 7,5 mégacycles par M. Benoit; les résultats sont les suivants :

Self vraie	4,8	μH
Capacité répartie	18	μF
Longueur d'onde propre	17,5	m
Résistance ohmique	1,3	Ω
Résistance ohmique en courant continu	0,055	Ω

Ces résultats sont reproductibles après démontage, et ils n'ont pas varié après quatre mois d'utilisation.

Cette bobine a été employée pour des mesures au pont d'impédance de Hay [2] : deux bras opposés du pont sont constitués par deux résistances ohmiques fixes P et Q, l'impédance variable étant réalisée par une résistance et une capacité en série C. Les mesures sont faites *à induction sinusoïdale* dans le domaine de Lord Rayleigh, aux fréquences de 50 à 10000 périodes, l'annulation de la fréquence fondamentale étant observée au téléphone ou à l'oscillographe cathodique. Un voltmètre à lampe permet la lecture directe de la tension ou du courant efficace traversant la bobine. Ce montage permet une simplification du calcul de la perméabilité dynamique : celle-ci (rapport entre l'induction et le champ magnétisant) est en effet donnée, dans le cas général où l'hypothèse de Kapp est valable, par la formule de Bedeau [3]

$$\mu = A \frac{L}{\cos^2 \alpha},$$

où A est une constante, L la self et α l'angle défini par

$$\operatorname{tang} \alpha = \frac{R}{L\omega};$$

or un calcul simple montre que, dans le cas de notre montage, on a directement

$$\mu = KC,$$

K étant une constante, d'ailleurs égale au produit de A par P. Q.

La mesure de la bobine démontable sans noyau a donné des résultats en bon accord avec les mesures directes en haute fréquence et en continu.

Jusqu'à présent cette bobine et ce dispositif de mesures ont été utilisés pour des études de ferronickels ayant subi des traitements thermiques variés, avec ou sans champ continu superposé, et à différentes températures.

---

(2) C.-E. Hay, *Elec. Rev.*, 67, 1910, pp. 965-966.

(3) F. Bedeau, *Cours École Sup. Électr.*, (inédit),

ÉLECTRICITÉ. — *Sur une solution de l'équation des télégraphistes.* Note [1] de M. **Hippolyte Parodi**, présentée par M. Albert Caquot.

Les conditions de fonctionnement d'une ligne de transmission sont définies par le système d'équations différentielles

$$(1)\qquad \frac{\partial E}{\partial x}+rI+l\frac{dI}{dt}=0,\qquad \frac{\partial I}{\partial x}+gE+c\frac{dE}{dt}=0,$$

où E et I représentent respectivement la tension et l'intensité du courant en un point, r, l, g et c étant les paramètres de la ligne. On sait que l'élimination entre les équations précédentes de E ou I conduit pour ces fonctions à une même équation du second ordre, dite équation des télégraphistes.

Pour résoudre le système (1), posons

$$(2)\qquad E=E_1+E_2+E_3+\ldots,\qquad I=I_1+I_2+I_3+\ldots.$$

Il vient

$$(3)\qquad \left\{\begin{array}{l} 0=\dfrac{\partial E_1}{\partial x}+\dfrac{\partial E_2}{\partial x}+\dfrac{\partial E_3}{\partial x}+\dfrac{\partial E_4}{\partial x}+\ldots+\dfrac{\partial E_n}{\partial x}+\ldots \\ \qquad +rI_1+rI_2+rI_3+\ldots+rI_{n-1}+\ldots \\ \qquad +l\dfrac{\partial I_1}{\partial t}+l\dfrac{\partial I_2}{\partial t}+l\dfrac{\partial I_3}{\partial t}+\ldots+l\dfrac{\partial I_{n-1}}{\partial t}+\ldots, \\ 0=\dfrac{\partial I_1}{\partial x}+\dfrac{\partial I_2}{\partial x}+\dfrac{\partial I_3}{\partial x}+\dfrac{\partial I_4}{\partial x}+\ldots+\dfrac{\partial I_n}{\partial x}+\ldots, \\ \qquad gE_1+gE_2+gE_3+\ldots+gE_{n-1}+\ldots, \\ \qquad c\dfrac{\partial E_1}{\partial t}+c\dfrac{\partial E_2}{\partial t}+c\dfrac{\partial E_3}{\partial t}+\ldots+c\dfrac{\partial E_{n-1}}{\partial t}. \end{array}\right.$$

Écrivons que les sommes des termes que nous avons écrits sur une même ligne verticale sont séparément nulles. Nous aurons ainsi

$$(4)\qquad \frac{\partial E_1}{\partial x}=0,\qquad E_1=E_1(t);\qquad \frac{\partial I_1}{\partial x}=0,\qquad I_1=I_1(t),$$

E_1 et I_1 étant deux fonctions arbitraires du temps. En poursuivant, il vient

$$\frac{\partial E_2}{\partial x}+rI_1+l\frac{\partial I_1}{\partial t}=0,\qquad E_2=-x(rI_1+lI'_1)=-x(lp+r)I_1,$$

$$\frac{\partial I_2}{\partial x}+gE_1+c\frac{\partial E_1}{\partial t}=0,\qquad I_2=-x(gE_1+cE'_1)=-x(cp+g)E_1,$$

en posant symboliquement $p=\partial/\partial t$. De même

$$\frac{\partial E_3}{\partial x}+rI_2+l\frac{\partial I_2}{\partial t}=0,\qquad \frac{\partial E_3}{\partial x}=-(lp+r)I_2=x(lp+r)(cp+g)E_1;$$

$$\frac{\partial I_3}{\partial x}+gE_2+c\frac{\partial E_2}{\partial t}=0,\qquad \frac{\partial I_3}{\partial x}=-(cp+g)E_2=x(lp+r)(cp+g)I_1,$$

(1) Séance du 28 avril 1943.

d'où

$$E_3 = \frac{x^2}{2!}(lp+r)(cp+g)E_1, \qquad I_3 = \frac{x^2}{2!}(lp+r)(cp+g)I_1.$$

et ainsi de suite.

D'une façon générale on a symboliquement

$$(5)\quad \begin{cases} E_{2n} = -\dfrac{x^{2n-1}}{(2n-1)!}(lp+r)^n(cp+g)^{n-1}I_1, & I_{2n} = -\dfrac{x^{2n-1}}{(2n-1)!}(lp+r)^{n-1}(cp+g)^n E_1, \\ E_{2n+1} = \dfrac{x^{2n}}{2n!}(lp+r)^n(cp+g)^n E_1, & I_{2n+1} = \dfrac{x^{2n}}{2n!}(lp+r)^n(cp+g)^n I_1. \end{cases}$$

Ainsi

$$(6)\quad \begin{cases} E = \begin{cases} E_1\left[1 + \dfrac{x^2}{2!}(lp+r)(cp+g) + \dfrac{x^4}{4!}(lp+r)^2(cp+g)^2 + \ldots\right] \\ -I_1\left[\dfrac{x}{1!}(lp+r) + \dfrac{x^3}{3!}(lp+r)^2(cp+g) + \ldots\right], \end{cases} \\ I = \begin{cases} I_1\left[1 + \dfrac{x^2}{2!}(lp+r)(cp+g) + \dfrac{x^4}{4!}(lp+r)^2(cp+g)^2 + \ldots\right] \\ -E_1\left[\dfrac{x}{1!}(cp+g) + \dfrac{x^3}{3!}(lp+r)(cp+g)^2 + \ldots\right]. \end{cases} \end{cases}$$

Ce qui peut se condenser dans les formules symboliques

$$(7)\quad \begin{cases} E = E_1 \operatorname{ch} x\sqrt{(lp+r)(cp+g)} - I_1\sqrt{\dfrac{lp+r}{cp+g}}\operatorname{sh} x\sqrt{(lp+r)(cp+g)}, \\ I = I_1 \operatorname{ch} x\sqrt{(lp+r)(cp+g)} - E_1\sqrt{\dfrac{cp+g}{lp+g}}\operatorname{sh} x\sqrt{(lp+r)(cp+g)}. \end{cases}$$

Dans le cas particulier, où l'on pose $E_1 = E_0 e^{\omega t}$, $I_1 = KE_0 e^{\omega t}$, il vient immédiatement

$$(8)\quad \begin{cases} E = E_0 e^{\omega t}\left[\operatorname{ch} x\sqrt{(l\omega+r)(l\omega+g)} - K\sqrt{\dfrac{l\omega+r}{c\omega+g}}\operatorname{sh} x\sqrt{(l\omega+r)(l\omega+g)}\right], \\ I = E_0 e^{\omega t}\left[K\operatorname{ch} x\sqrt{(l\omega+r)(l\omega+g)} - \sqrt{\dfrac{c\omega+g}{l\omega+r}}\operatorname{sh} x\sqrt{(l\omega+r)(l\omega+g)}\right], \end{cases}$$

en remarquant que l'opérateur p doit être, ici, remplacé par ω.

Si maintenant l'on suppose que E_1 et I_1 se présentent sous forme de fonctions sinusoïdales $E_1 = E_0 \sin\omega t$, $I_1 = I_0 \sin(\omega t + \varphi)$, des calculs simples montrent qu'en posant $\operatorname{tang}\alpha = \dfrac{c\omega}{g}$, $\operatorname{tang}\beta = \dfrac{l\omega}{r}$, $\lambda = \sqrt{g^2 + c^2\omega^2}$, $\mu = \sqrt{r^2 + l^2\omega^2}$, on a

$$(9)\quad \begin{cases} E = \begin{cases} E_0\left[\sin\omega t + \dfrac{x^2}{2!}\lambda\mu\sin(\omega t + \alpha + \beta) + \dfrac{x^4}{4!}\lambda^2\mu^2\sin(\omega t + 2\alpha + 2\beta) + \ldots\right] \\ -I_0\left[x\mu\sin(\omega t + \varphi + \beta) + \dfrac{x^3}{3!}\mu^2\lambda\sin(\omega t + \varphi + 2\beta + \alpha) + \dfrac{x^5}{5!}\mu^3\lambda^2\sin(\omega t + \varphi + 3\beta + 2\alpha) + \ldots\right]; \end{cases} \\ I = \begin{cases} I_0\left[\sin(\omega t + \varphi) + \dfrac{x^2}{2!}\lambda\mu\sin(\omega t + \varphi + \alpha + \beta) + \dfrac{x^4}{4!}\lambda^2\mu^2\sin(\omega t + 2\alpha + 2\beta) + \ldots\right] \\ -E_0\left[x\lambda\sin(\omega t + \alpha) + \dfrac{x^3}{3!}\mu\lambda^2\sin(\omega t + 2\alpha + \beta) + \dfrac{x^5}{5!}\lambda^3\mu^2\sin(\omega t + 3\alpha + 2\beta) + \ldots\right]. \end{cases} \end{cases}$$

Il est à noter que ces développements se mettent sous la forme classique, en fonction des sinus et cosinus hyperboliques de la variable $x\sqrt{zy}$, quand on pose

$$Z = r + jl\omega \quad \text{et} \quad Y = g + jc\omega \quad (j = \sqrt{-1}).$$

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur le caractère spontané et sur l'indifférence à l'action catalytique de l'oxygène de la polymérisation à très basse température de l'acétaldéhyde.* Note de MM. **Maurice Letort** et **Xavier Duval**, présentée par M. Jacques Duclaux.

Nous avons montré [1] [2] que l'acétaldéhyde refroidi à très basse température donne rapidement naissance, dans certaines circonstances, à un polymère que nous considérerons, jusqu'à plus ample informé, comme un *polyacétaldéhyde*.

En particulier, ce polymère se forme au sein de l'acétaldéhyde maintenu pendant 2 heures environ à son point de fusion (—123°,5). Bien qu'on puisse attendre que la contrainte chimique soit considérable à cette température, nous allons montrer que cette réaction est indépendante, suivant toute apparence, de l'influence de catalyseurs incidieusement présents.

Le mode opératoire employé dans ces expériences a été décrit [1] : il consiste à condenser lentement de l'acétaldéhyde gazeux à basse pression dans un vase à double paroi plongé dans l'oxygène liquide.

1° La formation de polyacétaldéhyde se fait aussi bien sur l'acétaldéhyde très pur que sur un produit brut souillé des impuretés qu'on y rencontre habituellement.

L'un de nous a obtenu ce polymère [2] sur un produit spectroscopiquement vide ayant fait l'objet d'une préparation particulièrement minutieuse [3]; cet acétaldéhyde provenait de la dépolymérisation par SO^4H^2 concentré de paraldéhyde purifié (F 12°,5 C.) par cristallisations fractionnées, le produit de dépolymérisation étant lui-même rectifié par distillations fractionnées (É 20°,1 C. sous 757^{mm} Hg).

Mais la formation de polyacétaldéhyde reste apparemment la même quel que soit le produit de départ choisi parmi les échantillons suivants : acétaldéhyde commercial (Prolabo ou Merk) brut ou redistillé; acétaldéhyde commercial redistillé mélangé systématiquement d'eau, ou de paraldéhyde, ou d'acide acétique, ou de ces trois corps à la fois; acétaldéhyde (souillé de paraldéhyde) préparé par dépolymérisation de métaldéhyde pur ou commercial (cf. 3°).

---

(1) *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 58.

(2) M. Letort, *Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 767.

(3) M. Letort, *J. Chim. phys.*, **34**, 1937, p. 275.

2° De même, rien ne permet de croire que la paroi des vases joue un rôle dans la formation du polymère. Elle se fait aussi bien dans le pyrex que dans le verre ordinaire, que les vases aient été lavés (mélange sulfochromique, eau distillée, vapeur d'eau) ou non. Nous avons expérimenté avec le même succès dans des vases dont la paroi interne était recouverte d'une pellicule : CO^3Na^2 déposé par évaporation d'une solution aqueuse, hydroquinone (antioxygène classique) déposée par évaporation d'une solution éthérée, mercure déposé par condensation de sa vapeur. Enfin, fait particulièrement démonstratif, le polymère se fait aussi bien sur la paroi du vase où se condensent les vapeurs aldéhydiques que sous la forme d'un noyau pratiquement sans contact avec la paroi suspendu à l'orifice du tube d'amenée de l'aldéhyde gazeux.

3° Nous avons montré ([1]) que la polymérisation s'observe au contact de l'air. Il restait à savoir si l'oxygène, même à l'état de traces, est indispensable à la réaction. On sait, en effet, qu'on attribue à l'oxygène le rôle déterminant dans de nombreuses polymérisations. Or l'acétaldéhyde dissout des quantités notables d'air.

Nous éliminons l'air dissous soit en soumettant l'acétaldéhyde cristallisé à —185° pendant plusieurs heures à un vide de 10^{-5} mm Hg, soit en l'évaporant lentement sous le même vide dans un vase à —185°. (Ce dernier procédé, analogue à notre méthode de préparation, n'en diffère que par la suppression du manchon intérieur au vase récepteur.) Ces traitements sont répétés quatre ou cinq fois, entre chaque opération l'aldéhyde étant amené à l'ébullition pour expulser l'air dissous. Le produit ainsi dégazé donne naissance au polyacétaldéhyde, sans différence sensible, que cette polymérisation soit faite sous 10^{-5} mm Hg ou en présence de quelques millimètres de mercure d'oxygène ou d'air.

Mais il était loisible de penser que ce dégazage n'est pas absolument efficace, l'aldéhyde solide pouvant éventuellement retenir par adsorption des traces d'air. Aussi avons-nous utilisé une troisième méthode qui consiste à préparer du métaldéhyde en traitant à 0° C. de l'acétaldéhyde pur par des traces de NH^4Br et de HBr, à laver abondamment ces cristaux à l'eau, à les sécher, à les désorber sous 10^{-5} mm Hg à tiède, enfin à les dépolymériser vers 300° C. sous le même vide. On obtient ainsi de l'acétaldéhyde souillé de paraldéhyde, mais celui-ci est sans influence sur la formation de polyacétaldéhyde (cf. 1°) qui *n'a jamais été au contact de l'air*. Ce produit donne les mêmes résultats que précédemment. Il en est de même si l'on part de métaldéhyde commercial (qui peut éventuellement contenir des corps étrangers comme stabilisants).

En résumé, ces expériences démontrent avec une très grande probabilité que la formation de polyacétaldéhyde telle que nous l'avons observée à très basse température est indépendante, du moins qualitativement, de toute intervention catalytique.

Il semble que la formation spontanée de ce haut-polymère à —124° soit

actuellement celle qui corresponde à la plus basse température qui ait été observée pour des phénomènes analogues. Sans doute l'isobutène donne-t-il naissance à de haut-polymères pour des températures de l'ordre de $-100°$, mais toujours en présence de quantités notables de catalyseurs ([4]).

CRISTALLOGRAPHIE. — *Sur le mécanisme de formation d'une texture à direction privilégiée.* Note de M. **Raymond Jacquesson**, présentée par M. Charles Manguin.

Si l'on soumet un fil monocristallin d'aluminium à un nombre suffisant de torsions alternées, il apparaît sur une longueur de l'ordre de 2^{mm} une zone de plus faible résistance où se localise la torsion imposée au fil. Les déformations y deviennent considérables et de nature complexe. La texture cristalline devient fibreuse (type Polanyi) et la rupture se produit. Les cristallites tournent autour de leur axe 110 le plus voisin de l'axe du fil ([1]) d'angles pouvant atteindre $\pm 15°$. En dehors de cette région où la déformation a conservé son caractère hélicoïdal, on n'observe qu'une dispersion des cristallites, autour de leur position dans le cristal initial, sans trace de formation de structure fibreuse. Il apparaît ainsi que celle-ci est la conséquence des déplacements complexes subis par les cristallites dans la zone de grosse perturbation.

Ces phénomènes peuvent être expliqués à l'aide des conclusions de notre Note précédente ([2]) en les ramenant à des questions de déformations élastiques.

a. Attachons à un élément de volume dv de métal, de centre O, situé à une distance r de l'axe, un trièdre trirectangle $Oxyz$ (Oy, direction radiale; Oz, parallèle à l'axe du fil). Dans une déformation hélicoïdale, un point M de dv a un déplacement de composantes (τ, torsion unitaire)

$$u = -r\tau z, \qquad v = 0, \qquad w = 0,$$

et la particule subit une rotation de composantes

$$\rho_x = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right) = 0, \qquad \rho_y = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}\right) = -\frac{\tau z}{2}, \qquad \rho_z = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right) = 0.$$

Cette particule tourne donc autour de Oy. Il en est de même de toutes celles qui sont centrées sur le même rayon. Dans l'ensemble d'une section droite, il ne peut exister d'axe de rotation commun à toutes les particules.

b. Dans la zone de rupture, la déformation perd son caractère hélicoïdal. Nous supposerons qu'un rayon O′B se transforme au cours des déformations alternées en une courbe O′B′. Un point O à une distance r de l'axe subit un

---

([4]) R. M. Thomas, W. J. Sparks et Per K. Frolich, M. Otto et M. Müller-Cunradi, *J. Am. Chem. Soc.*, 62, 1940, p. 276.

([1]) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 331.

([2]) *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 235.

déplacement δ, fonction de r et du signe de la torsion τ. Nous poserons $\delta = \tau f(r)$. Le déplacement du point M par rapport à O, dans le trièdre $Oxyz$, a maintenant pour composante ($dr = y$)

$$u = -r\tau z - r f'(r) y, \qquad v = 0, \qquad w = 0.$$

Ce qui donne pour composantes de la rotation de la particule

$$\rho_x = 0, \qquad \rho_y = -\frac{\tau z}{2}, \qquad \rho_z = \frac{\tau}{2} f'(r).$$

Du fait de $\rho_z \neq 0$, les particules subissent une rotation autour de leur axe Oz, parallèle à l'axe du fil qui prend ainsi les caractères d'une direction privilégiée.

Dans un solide élastique soumis à ce genre de déformation, les particules suivraient, dans leur déplacement, les variations de τ. Dans les cristaux, elles vont rester calées dans les positions, où les a amenées la déformation imposée au fil, de sorte qu'elles vont se disperser progressivement autour de l'axe de rotation commun.

Ces mouvements internes sont accompagnés de dislocations cristallines. Celles-ci laissent intactes les surfaces ou directions cristallographiques qui, tout en offrant la plus grande cohésion, subissent les déformations minima.

C'est en particulier le cas des lignes atomiques 110 de densité élevée qui sont les plus voisines de l'axe de rotation des particules et qui peuvent ainsi jouer le rôle d'axe privilégié.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *De l'existence d'un complexe tanin-résine dans l'écorce, le liège et le cylindre central du* Sargentodoxa cuneata *Rehd. et Wils.* Note de M. **Robert Lemesle**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Au cours de son étude anatomique sur la famille des Lardizabalacées, G. Réaubourg (¹) avait signalé, dans les diverses espèces du genre *Holbœllia*, la présence d'éléments sécréteurs tannifères à l'intérieur de l'écorce et de la moelle de la tige; ces organes présentent l'aspect de longs tubes dépourvus de cloisons. Mais à ce sujet l'auteur n'a donné aucune indication spéciale sur le *Sargentodoxa cuneata* Rehd. et Wils., démembrement du genre *Holbœllia*, désormais unique représentant de la famille des Sargentodoxacées.

L'examen microchimique des tiges de cette espèce nous révèle la présence de tubes tannifères localisés exclusivement dans le liber, où ils se montrent nombreux, fréquemment groupés en amas. Vus en coupe transversale, ces tubes apparaissent, le plus souvent, comprimés dans le sens tangentiel; leur plus grand diamètre atteint jusqu'à 100 μ. Le contenu de tous ces éléments tannifères prend une teinte orange sous l'action de l'hypochlorite de soude, réaction de l'acide ellagique; ce même contenu se colore en rouge vif par le

(¹) *Thèse Doct. Un. Pharm.*, Paris, 1906, p. 3.

rouge Soudan III; le réactif de Bouchardat détermine la formation d'un précipité brun kermès à l'intérieur de ces tubes sécréteurs : l'acide ellagique s'y trouve donc associé à un composé résineux et à des protéides pour former un complexe insoluble dans l'eau et dans l'alcool.

D'autre part les réactifs appropriés révèlent la présence d'une association d'acide ellagique et de composés résineux à l'intérieur de nombreuses cellules parenchymateuses des rayons médullaires et de la moelle de la tige, ainsi que dans quelques constituants du phelloderme. Il en est de même dans la cavité de certaines cellules scléreuses, à parois épaisses et canaliculées, localisées au centre de la moelle, mais ici les réactions sont moins intenses que dans les tubes tannifères.

Enfin le liège, d'origine péricyclique, se fait remarquer par l'existence, à l'intérieur de tous ses éléments, d'un contenu qui présente à la fois les réactions de l'acide ellagique, des résines et des protéides. Ce contenu prend d'autre part une teinte rouge brique sous l'action du rouge Congo, réaction des mucilages cellulosiques. Ce dernier résultat nous permet de signaler ici un complexe analogue à celui que nous avons précédemment mis en évidence à l'intérieur des constituants du liège du *Drimys Winteri*-Forst ([2]).

Il résulte de ces dernières observations que, chez certaines plantes, *les cellules du liège, au lieu de perdre leur contenu et de se remplir d'air, accumulent des substances de réserve et des produits de sécrétion, qui sont principalement des complexes tanin-résine, associés à des mucilages et à des protéides.*

ENTOMOLOGIE AGRICOLE. — *Les différences de pouvoir parasitaire du Pou de San José* (Quadraspidiotus perniciosus Comst. *Coccidea*), *selon les végétaux*. Note de M. **Pierre Nepveu**, présentée par M. Émile Roubaud.

Le pouvoir parasitaire du *Quadraspidiotus perniciosus* Comst. à l'égard d'environ 200 espèces végétales vivaces, cultivées ou spontanées, a été étudié près de Cannes (A.-M.) dans la basse vallée de la Siagne.

Les observations ont été faites sur les végétaux trouvés contaminés dans la nature et complétées par des contaminations artificielles. Ces contaminations furent effectuées presque toujours avec de 1000 à 1500 larves néonates, les larves étant issues de femelles ayant évolué sur pêchers.

Au cours des deux ou trois jours suivant les contaminations, les néonates se fixent en grand nombre sur *toutes* les espèces ligneuses offertes. Les rares échecs constatés jusqu'à ce jour ne paraissent dus qu'à la nature coriace des téguments, particulièrement lisses, recouvrant certaines plantes comme les *Opuntia*.

Les relevés, réalisés en suivant avec soins le développement des larves, nous ont amené à effectuer un groupement des plantes selon un plan différent de

---

([2]) R. Lemesle, *Bull. Sc. Pharm.*, 49, 1942, p. 40.

celui présenté jusqu'à ce jour par les principaux auteurs ayant étudié le sujet à l'étranger : Marlatt et Kirichenko [1]. Au lieu d'établir, comme ces auteurs, des catégories de plantes bien tranchées, nous définissons trois catégories présentant une transition insensible entre elles. Celles-ci se caractérisent comme suit :

Première catégorie. — Elle groupe les plantes sur lesquelles le Pou de San José évolue jusqu'à l'âge adulte, avec une mortalité suffisamment faible, à chaque génération, pour que la population soit en progression ou au moins stable.

La pullulation, qui est plus ou moins forte selon l'espèce végétale examinée, est toujours suffisante pour maintenir l'endémicité du parasite. Parmi ces *plantes-hôtes* permanentes du Pou de San José, on peut compter, à côté des arbres fruitiers bien connus, *Citrus trifoliata* L., *Cornus sanguinea* L., *Cotoneaster pyracantha* Spach., *C. salicifolia* Fr., *Cratægus oxyacanthoides* Thuill., *Cytisus triflorus* l'Herit., *Ligustrum vulgare* L., etc. et à des degrés moindres les Cistes (*Cistus albidus* L., *C. monspeliensis* L., *C. salviæfolius* L.)

Deuxième catégorie. — Elle réunit les plantes sur lesquelles le Pou de San José évolue jusqu'à l'âge adulte, mais avec une mortalité considérable; la descendance des survivants est exposée à la même mortalité, si bien que la population s'éteint progressivement.

Des contaminations initiales très fortes, si elles provoquent la formation d'encroûtements larvaires, ne suffisent pas à assurer le maintien du parasite au delà de quelques générations. La population diminue et finit par disparaître, si aucun apport nouveau n'est fait. Ce cas est observé, après trois générations, sur *Cornus mas* L., *Ligustrum sinense* L., et divers *Salix* (*S. alba* L., et *S. purpurea* L.). Après deux générations, il apparaît sur *Tilia platyphilla* Scop., et *Calycotome spinosa* L. Après plus de deux ans, sur quelques cépages de *Vitis*, on constate l'extinction du parasite.

Le très faible pouvoir parasitaire, constaté ici, peut être cependant en relation avec une extension du régime de l'insecte sur des plantes particulières à notre flore.

Troisième catégorie. — Elle groupe les plantes sur lesquelles nous n'avons jamais trouvé, jusqu'ici, de femelles adultes, bien que parfois les mâles ne soient pas rares sur elles.

Ces plantes se placent juste après les types les moins favorables à l'insecte de la catégorie précédente et exigent, pour leur précision, la succession de nombreuses contaminations artificielles. Parmi elles se trouvent *Aesculus hippocastanum* L., *Jasminum grandiflorum* L., *J. nudiflorum* L., *Corylus avellana* L., *Diospyros kaki*, *Euphorbia cendroides* L., *E. spinosa* L., *Genista* sp.,

(1) *The San José Scale* (*U. S. Dep. Agr.*, nº 62, 1906); *Rev. Appl. Ent.*, 26, 1938, série A, p. 305.

Laurus nobilis L., *Pinus maritima* Poir., *P. halepensis* Mill., *Juniperus oxycedrus* L. A cette liste nous ajoutons les plantes qui sont rangées, en Amérique du Nord, par Marlatt parmi les plantes contaminables; telles sont : *Acacia citriformis* Hook., *A. dealbata* Link., *A. floribunda* Hort., *A. mirandœ* Hort., *A. petiolaris* Hort., *A. trinervis* Hort., quelques *Rubus*, le framboisier, et jusqu'à présent l'églantier et les rosiers. Toutefois les rosiers demandent une étude spéciale, à cause de leur grand nombre de races et de variétés horticoles.

En conclusion, l'étude du pouvoir parasitaire en France du Pou de San José, introduit récemment sur notre territoire ([2]), montre dès à présent que :

A côté des hôtes permanents de l'insecte, il existe d'autres plantes sur lesquelles le Pou de San José ne peut s'établir durablement, mais qui peuvent être considérées comme appartenant à une zone d'extension du régime de l'insecte; toutefois ces plantes peuvent éventuellement jouer un rôle dans la dissémination de l'insecte.

Certaines plantes, contaminées en Amérique du Nord, n'ont jamais été trouvées en France porteuses de femelles adultes.

PHARMACODYNAMIE. — *La diacétylation de la yohimbine et de la corynanthine modifie-t-elle l'action sympathicolytique de ces alcaloïdes?* Note ([1]) de M. **Raymond-Hamet**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Réalisée par A. Schomer ([2]) et par F. Mendlik ([3]), la diacétylation de la yohimbine a soulevé un important problème de pharmacodynamie qui n'a pas encore trouvé sa solution. Les effets sympathicolytiques de la yohimbine, que nous avons découverts en 1925 ([4]), sont-ils renforcés ou supprimés, ou bien au contraire ne sont-ils pas modifiés de façon marquée, quand on introduit dans la molécule de cet alcaloïde deux groupements acétylés qui viennent bloquer, l'un sa fonction amine secondaire, l'autre sa fonction alcoolique? Nos expériences nous ont permis de constater qu'en diacétylant la yohimbine ou son isomère la corynanthine, on n'altère pas très fortement le pouvoir sympathicolytique de celle-ci et surtout de celle-là, autant du moins qu'on le peut évaluer assez grossièrement en comparant les doses minimales qu'il faut employer de chacun de ces corps pour inverser une hypertension adrénalinique faible mais nette. Nous devons nous borner ici à n'en donner pour preuve que l'expérience qui a fourni les tracés ci-contre.

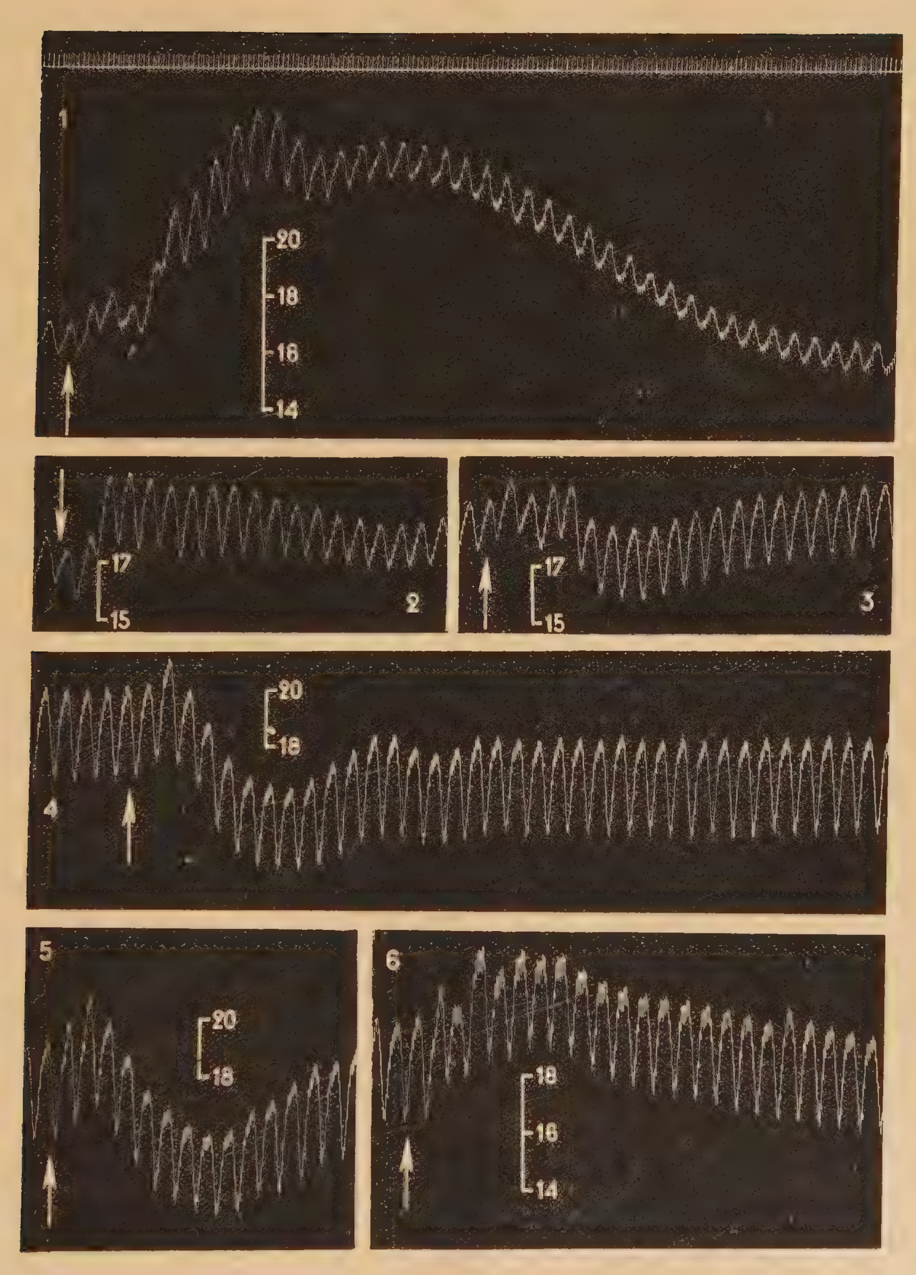
([2]) Trouvelot et Vezin, *C. R. Ac. Agr.*, 28, 1942, p. 44.

([1]) Séance du 28 avril 1943.

([2]) *Ber. d. Deutsch. pharm. Ges.*, 37, 1927, p. 517.

([3]) *Over de Structuur van Yohimbine*, Rotterdam, 1930, p. 604.

([4]) *Comptes rendus*, 180, 1925, p. 2074.



Chien ratier à poils ras de 8^{kg}, anesthésié par le chloralose (14^{cg} par kg), bivagotomisé au cou et soumis à la respiration artificielle. 1re ligne : temps en secondes. 2e, 3e et 4e lignes : variations de la pression carotidienne enregistrées par le manomètre à mercure. Aux points marqués par les flèches, on a injecté en 1, 2, 3 et 4 : $0^{mg},01$; en 5 : $0^{mg},05$; en 6 : $0^{mg},20$ d'adrénaline. L'animal a reçu, entre les tracés 1 et 2 : $1^{mg},6$; entre les tracés 2 et 3 : $3^{mg},2$; enfin entre les tracés 3 et 4 : 8^{mg} de chlorhydrate de diacétylyohimbine. Tracés réduits de 20 %.

Au début de cette expérience, nous avions pu constater qu'après l'injection intraveineuse de $0^{mg},01$ d'adrénaline, la pression carotidienne s'était élevée de 170 à 245^{mm} de Hg, soit de 75^{mm} de Hg, puis n'était revenue que lentement au voisinage de son niveau initial. Après administration de $0^{mg},2$ de chlorhydrate de diacétylyohimbine par kilogramme, l'adrénaline, à la même dose qu'auparavant, ne haussa plus la pression carotidienne que de 175 à 201^{mm} de Hg c'est-à-dire de 26^{mm} de Hg. Quand l'animal eut encore reçu $0^{mg},4$ de chlorhydrate de diacétylyohimbine par kilogramme, l'adrénaline, encore à la même dose, fit baisser la pression carotidiene de 193 à 183^{mm} de Hg, soit de 10^{mm} de Hg. Enfin quand le chien eut été soumis à une troisième injection de chlorhydrate de diacétylyohimbine, celle-ci de 1^{mg} par kilogramme, la pression carotidienne réagit à l'injection de la toujours même dose d'adrénaline par une chute de la pression carotidienne qui fit passer celle-ci de 200 à 165^{mm} de Hg et atteignit ainsi 35^{mm} de Hg. Une injection de $0^{mg},05$ d'adrénaline, pratiquée à ce moment, abaissa la pression carotidienne de 191 à 160^{mm} de Hg, c'est-à-dire de 31^{mm} de Hg, tandis qu'une dose quatre fois plus forte de la même amine ($0^{mg},20$) éleva cette pression de 204 à 228^{mm} de Hg, soit de 24^{mm} de Hg.

GÉNÉTIQUE. — *Action des rayons X sur la fréquence d'une* mutation *bactérienne*. Note de M. **Raymond Croland**, présentée par M. Charles Pérez.

A. Lwoff et A. Andureau ont montré que la Bactérie *Moraxella Lwoffi* var. *brevis*, cultivée sur milieu synthétique contenant comme aliment hydrocarboné de l'éthanol, est incapable d'utiliser immédiatement l'acide succinique comme seule source de carbone; elle peut cependant donner naissance, et sans intermédiaire, à une forme mutante S^+ possédant cette propriété. Voici rapidement rappelées les conclusions de leur travail (¹) :

1° la transformation $S^- \rightarrow S^+$ se produit avec des couches S^- obtenues à partir d'une seule bactérie;

2° toute culture de Bactéries S^- contient une certaine proportion d'ailleurs très faible de Bactéries S^+. Le substrat acide succinique n'influence en rien le phénomène et sélectionne simplement le type S^+;

3° les Bactéries S^+ cultivées sur éthanol conservent pendant plus de trois mois la propriété d'utiliser immédiatement l'acide succinique. La transformation spontanée $S^+ \rightarrow S^-$ n'a pas été obtenue.

Je me suis proposé de rechercher si les rayons X, de même qu'ils augmentent la fréquence des mutations d'un grand nombre d'êtres vivants : animaux, végétaux et même protistes, seraient capables d'agir sur la fréquence de la transformation bien définie $S^- \rightarrow S^+$.

J'ai utilisé comme source de rayons X un tube scellé Philipps Metallix à anode de cuivre, alimenté sous 30 kV et débitant 10 mA.

La souche de *Moraxella* m'a été fournie par M. A. Lwoff.

(¹) *Annales de l'Institut Pasteur*, 66, 1941, p. 417; 67, 1941, p. 94.

La suspension bactérienne dense (10^9 par cm^3) était contenue dans une cuve constituée par une lame de verre de $0^{cm},18$ d'épaisseur convenablement découpée au jet de sable et portant collée sur chacune de ses faces une lamelle de mica de 5.10^{-3} cm d'épaisseur. La face d'entrée de la cuve se trouvait à 5^{cm} du foyer du tube. A cette distance l'intensité du faisceau de rayons X, mesurée à l'aide d'une chambre d'ionisation du type décrit par A. Rogozinski (²), était de 26000 *r*/mn. La première lame de mica absorbant 42,5 % du rayonnement incident, on en déduit l'intensité tombant sur la première face de la suspension 15000 *r*/mn.

Les bactéries destinées à ces expériences furent cultivées à 28° sur milieu synthétique liquide à 0,04 % d'éthanol. La suspension dense obtenue, après centrifugation et lavage pour éliminer les dernières traces d'éthanol, était ensuite répartie dans les cuves et les tubes témoins, et ceux-ci plongés dans la glace fondante pour prévenir toute multiplication.

Après irradiation, la moitié du contenu de chaque tube était ensemencé en boîtes de Legroux, sur milieu solide synthétique contenant 1 °/₀₀ de succinate de Na, pour compter les colonies mutantes. L'autre moitié, convenablement diluée, permettait d'obtenir le nombre total de bactéries vivantes par ensemencement et numération sur milieu gélosé peptoné.

La figure 1 représente le nombre absolu, rapporté à 10^8 bactéries S^- irradiées, de mutants S^+ obtenus dans une série d'expériences.

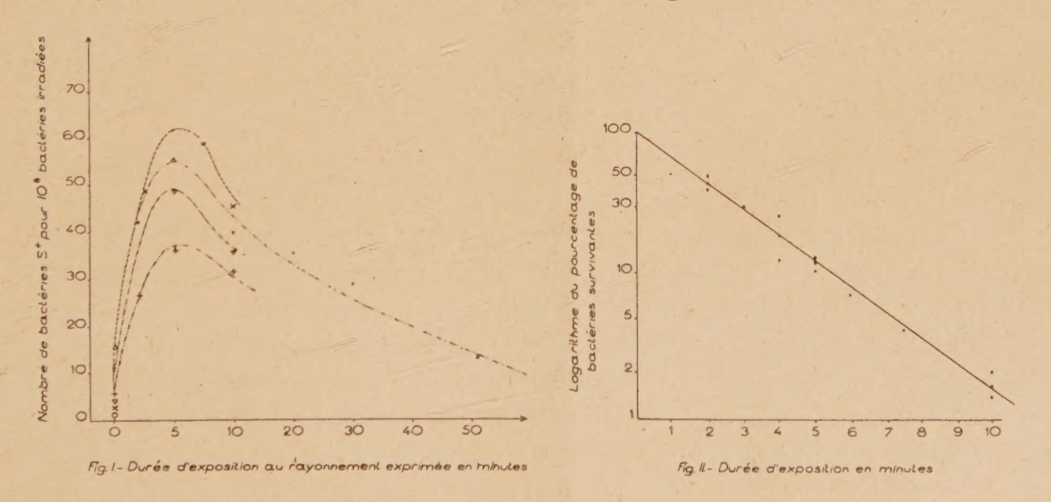


Fig. I - Durée d'exposition au rayonnement exprimée en minutes

Fig. II - Durée d'exposition en minutes

Bien que les points soient dispersés, il est néanmoins visible, comme on pouvait le prévoir, que le nombre absolu de mutants S^+ obtenus à partir d'un même nombre de bactéries S^- passe par un maximum pour une certaine dose Dm de rayonnement. Ce maximum est 7 ou 8 fois plus grand que le nombre de mutants obtenus spontanément sans irradiation.

(²) *Journal de Radiologie et d'Électrologie*, 19, 1935, p. 693.

Tel quel, ce résultat est significatif, mais, si l'on considère que pour la dose Dm, environ 90 % des bactéries sont tuées (*fig.* 2), on doit conclure à une action du rayonnement bien plus considérable. La fréquence des mutants passe en effet de 6.10^{-8} en moyenne pour la dose 0 à 5.10^{-6} environ pour la dose Dm. J'ai naturellement vérifié que le nombre de colonies mutantes obtenues sur milieu solide au succinate était une fonction croissante de la concentration de l'inoculat en bactéries vivantes.

Par ailleurs la solution de phosphate à 1 % de pH 7,0 utilisée pour mettre en suspension les bactéries, irradiée seule et ajoutée ensuite à une suspension de bactéries non irradiées, n'augmente en aucune façon la fréquence de mutation $S^- \to S^+$.

Il semble donc 1° que le rayonnement agisse directement sur les bactéries S^- et augmente la fréquence de leur transformation en bactéries S^+, ce résultat qualitatif étant assuré avec une grande sécurité;

2° que la fréquence de la mutation soit fonction croissante de la dose de rayonnement absorbée. La dispersion statistique de mes chiffres, due certainement à l'agglomération des bactéries, toujours difficiles à remettre en suspension après centrifugation, et due peut-être à une sensibilité variable des différentes suspensions utilisées, ne me permet pas encore de préciser la forme de cette fonction.

PHYSICOCHIMIE BIOLOGIQUE. — *Nature acétylcholinique du choc anaphylactique et du choc provoqué par la gélose.* Note de M. **Daniel Danielopolu**, présentée par M. Charles Achard.

Le choc anaphylactique se caractérise par les phénomènes suivants : forte hypotension, inhibition du cœur, bronchoconstriction énergique, hypermotilité digestive, vésicale, leucopénie avec mononucléose et éosinophilie, hypocoagulabilité du sang, convulsions généralisées. Nous avons obtenu un choc identique en injectant dans les veines chez le lapin de 2000^{g} 1^{cg} d'acétylcholine et même moins. Un choc presque semblable est obtenu en injectant dans les veines de l'ésérine, qui agit par l'acétylcholine. Tant le choc anaphylactique, que le choc ésérinique sont empêchés par une injection intraveineuse préalable d'une grande dose d'atropine sulfurique.

Bordet a démontré que l'injection intraveineuse chez le cobaye neuf d'une suspension de gélose dans l'eau physiologique provoque *in vivo* de l'anaphylatoxine, qui est tirée de l'alexine par un phénomène d'adsorption. L'injection produit un choc que l'auteur considère comme anaphylactique. Nous avons répété les recherches de Bordet et avons constaté que la gélose produit un choc semblable au choc anaphylactique et que ce choc est favorisé par l'ésérine et empêché par l'atropine.

Nous préparons à chaud la suspension de gélose à 0,50 % selon la technique de Bordet. Nos recherches ont été faites sur des lapins de 1950 à 2050^{g}. Toutes les injections ont été pratiquées dans la veine. Pour les lapins de ce poids, les doses de suspension gélosée de 1,2 et 3$^{cm^3}$ injectées dans les veines ne produisent pas de choc évident. Avec la dose de 6$^{cm^3}$, on provoque un choc typique mortel en 2 à 4 minutes. Après 0^{mg},5 d'ésérine injectée dans la veine, la dose de 2$^{cm^3}$ provoque un choc typique, mais transitoire. Chez les témoins non ésérinés, la dose de 2$^{cm^3}$ ne produit rien. Après 0^{mg},05 d'ésérine, la dose de 3$^{cm^3}$ produit un choc typique mais transitoire. Après 0^{mg},5 d'ésérine, l'injection intraveineuse de 3$^{cm^3}$ provoque un choc mortel en 2 à 4 minutes. Chez les témoins non ésérinés, la dose de 3$^{cm^3}$ ne produit rien.

Après 5^{cg} d'atropine injectée dans la veine, la dose de 6$^{cm^3}$ ne produit plus rien. Chez le témoin non atropinisé, la même dose de 6$^{cm^3}$ produit un choc mortel.

Ces recherches nous conduisent à croire que le choc anaphylactique, ainsi que le choc provoqué par la gélose, est *un choc acétylcholinique*. L'ésérine agit en empêchant l'inactivation de l'acétylcholine qui s'accumule dans les tissus et l'atropine empêche l'action de l'acétylcholine. Le choc anaphylactique n'a rien à faire avec le choc histaminique. Ce dernier est accompagné d'une hypercoagulabilité du sang et n'est pas empêché par l'atropine (Doerr, Martrou).

Nous savons, depuis l'observation de Salomonson et Madsen faite en 1898, que les substances qui agissent surtout dans le sens parasympathique augmentent la production d'anticorps, et depuis les recherches de John Auer de 1912 que l'atropine les empêche. Nous croyons que les anticorps sont strictement liés à l'acétylcholine; l'*anticorps-choline* possède une fonction spécifique (l'anticorps) et une fonction non spécifique (la choline). Lors de l'injection déchaînante, l'anticorps, l'antigène et l'alexine s'unissent en formant le complexe immunisant ou phylactique et *la choline se détache sous forme d'acétylcholine active qui provoque le choc appelé anaphylactique*.

Ainsi donc, le choc anaphylactique est un phénomène produit *à côté* de l'immunité. Il ne démontre pas un phénomène d'hypersensibilité. Il est plus logique de l'appeler *choc paraphylactique*.

Antigène + anticorps choline + alexine = antigène-anticorps-choline (*complexe phylactique*) + acétylcholine active (*choc paraphylactique*).

Nous rappelons que, dès leurs premières recherches de 1902, Portier et Richet ont attiré l'attention sur le fait que n'importe quel serait l'antigène, le choc est identique et que Bordet a insisté sur le fait que l'anaphylaxie n'est pas le contraire du phénomène d'immunité, mais un accident de ce phénomène. Par contre M. Nicolle, M. Arthus, Friedberger considèrent l'anaphylaxie et l'immunité comme deux états biologiques tout à fait distincts et opposés.

Si notre hypothèse est exacte, il faut admettre que l'organisme ne réagit que par des anticorps immunisants, le choc appelé anaphylactique prenant naissance en réalité au moment de la production d'un phénomène d'immunité et non pas d'anaphylaxie.

A 16h 15m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 17h.

L. B.